

Rapport de stage - LAPP

16 juin 2015

Table des matières

1	Le LHC	2
1.1	Généralités	2
1.2	Collisions	2
1.3	Planning	2
2	Le Modèle Standard de la physique des particules	2
2.1	Généralités	2
3	Boson de Higgs	3
3.1	Caractéristiques	3
3.2	Production au LHC	3
3.2.1	Fusion gluon gluon ($gg \rightarrow H$)	4
3.2.2	Vector Boson Fusion (VBF, $ff \rightarrow ffH$)	4
3.2.3	Higgs Strahlung ($f\bar{f} \rightarrow WH$ ou ZH)	4
3.2.4	Top/bottom fusion (ex : $gg \rightarrow q\bar{q}H$, $q = t, b$)	5
3.2.5	Section efficace totale $pp \rightarrow H$	5
3.3	Désintégration	5
3.4	Produits de désintégration et choix de méthode d'observation	6
3.4.1	$H \rightarrow \gamma\gamma$	6
3.4.2	$H \rightarrow ZZ^* \rightarrow \ell\ell\ell\ell$	7
3.4.3	$H \rightarrow b\bar{b}$	8
3.4.4	$H \rightarrow \tau^+\tau^- \rightarrow \ell\ell$, ℓ -jet ou jet-jet	8
4	Atlas	8
4.1	Généralités	8
4.2	Détecteurs	9
4.2.1	Structure	9
4.2.2	Tracking, détermination de la charge et de l'impulsion	9
4.2.3	Détermination de l'énergie et de la nature des particules	10
4.3	Performances	10
4.3.1	Résolution en énergie du calorimètre EM	10
4.3.2	Efficacité de reconstruction $\gamma\gamma$	11
5	Etude des données d'Atlas du run 1	13
5.1	Etude de données simulées	13
5.2	Calcul de la masse invariante d'un système à deux particules.	13
5.3	Calcul sur les évènements du Run 1	13
5.4	Masse du Z	15
5.5	Recherche de résonances à des masses supérieures	16
5.5.1	Hypothèse $m_H > 125$ GeV selon le Modèle Standard	16

5.5.2	Recherches de résonances supplémentaires	17
	Références	19

Résumé

1 Le LHC

1.1 Généralités

Le LHC (Large Hadron Collider) est le plus grand accélérateur de particule au monde. Long de 27 km, il accélère des faisceaux de protons dans des directions opposées afin d'étudier les particules produites lors de leur collisions, et pouvant atteindre une énergie de centre de masse notée \sqrt{s} de 14 TeV.

1.2 Collisions

Les protons sont répartis en un maximum de $n = 2800$ paquets qui contiennent chacun environ $N = 10^{11}$ protons. Ces paquets sont focalisés au point d'impact pour atteindre une dimension transverse r de l'ordre de $50 \mu\text{m}$. Les collisions sont réalisées à une fréquence de 40 MHz. A l'aide de ces paramètres, on peut définir la luminosité L comme la grandeur vérifiant :

$$L = \frac{\text{nombre d'évènements par seconde}}{\text{section efficace associée à ces évènements}} \quad (1)$$

Elle est de la forme :

$$L \propto \frac{nN^2 f}{r^2} \quad (2)$$

Le facteur de proportionnalité dépend de la forme des paquets et de la qualité de la collimation.

On exprime usuellement la luminosité en sous-unités du barn inverse ($1 \text{ b}^{-1} = 10^{24} \text{ cm}^{-2}$). Le nombre total d'évènements est obtenu en intégrant la luminosité sur la durée de l'expérience.

1.3 Planning

Le premier « run » du LHC a eu lieu entre 2011 et 2012. Suite à un incident, les prises de données se sont faites à moindre énergie (7 puis 8 TeV). Environ 30 fb^{-1} de données ont été collectées.

Le second run du LHC a démarré au mois de juin 2015. Les premières collisions ont eu lieu à une énergie de 13 TeV, et la luminosité doit augmenter pour dépasser $0,04 \text{ pb}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$. Le LHC devrait atteindre son énergie nominale de 14 TeV. Un arrêt est prévu en 2018, puis une reprise pour entamer le Run 3 en 2020 jusque fin 2022. A la suite du Run 3, le LHC entamera la phase "Haute Luminosité" avec pour objectif une multiplication par un facteur $\lesssim 10$ de la luminosité instantanée.

2 Le Modèle Standard de la physique des particules

2.1 Généralités

Le Modèle Standard est une description des particules élémentaires et des interactions qui les régissent dans le cadre de la mécanique quantique et de la relativité restreinte.

FIGURE 1 – Particules élémentaires du Modèle Standard. A gauche, les fermions (spin demi entier). A droite, les bosons (spin entier).

spin	charge/e	masse · c ²	symbole	nom
Particules élémentaires du modèle standard				
Quarks				
1/2	+2/3	1,5-4 MeV	u	up
1/2	+2/3	1,15-1,35 GeV	c	charm
1/2	+2/3	173,3±0,8 GeV	t	top
1/2	-1/3	4-8 MeV	d	down
1/2	-1/3	80-130 MeV	s	strange
1/2	-1/3	4,1-4,4 GeV	b	bottom
Leptons				
1/2	-1	511 keV	e	electron
1/2	-1	105,66 MeV	μ	muon
1/2	-1	1,777 GeV	τ	tau
1/2	0	<2,5 eV	ν_e	neutrino e
1/2	0	<170 keV	ν_μ	neutrino μ
1/2	0	<18 MeV	ν_τ	neutrino τ
Neutrinos				
Bosons				
0	0		γ	photon
1	0		g	gluon
0	0	125,36±0,41 GeV	H	Higgs
1	±1	80,385±0,015 GeV	W	Weak
1	0	91,187±0,002 GeV	Z	

Le photon ainsi que les bosons W^\pm et Z sont les vecteurs de l'interaction électrofaible.

Le gluon est le boson vecteur de l'interaction forte (à laquelle sont sensibles les quarks, et les hadrons, particules composées de quarks).

3 Boson de Higgs

3.1 Caractéristiques

Le boson de Higgs est une particule élémentaire du Modèle Standard de spin 0 découverte grâce aux expériences CMS et Atlas et dont la masse a été évaluée à environ 125 GeV. Son existence a été suggérée en 1964 afin de proposer une explication cohérente avec le Modèle Standard d'une masse non nulle pour les bosons de jauge W^\pm et Z . Cette description implique que le couplage du Higgs avec une particule est proportionnel à la masse de cette particule.

3.2 Production au LHC

Il existe de nombreux processus entraînant la production de boson de Higgs au LHC. En voici une liste, ainsi que les sections efficaces associées aux énergies de fonctionnement du LHC.

3.2.1 Fusion gluon gluon ($gg \rightarrow H$)

La fusion gluon gluon est le mode de production du Higgs le plus important.

La section efficace totale du processus est de 19,23 pb à $\sqrt{s} = 8$ TeV et 43,94 pb à $\sqrt{s} = 13$ TeV[1]

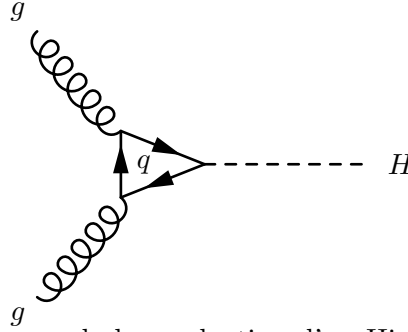


FIGURE 2 – Diagramme de Feynman de la production d'un Higgs par fusion de gluons (avec apparition de quarks virtuels, préférentiellement lourds).

3.2.2 Vector Boson Fusion (VBF, $ff \rightarrow ffH$)

La section efficace du processus VBF est de 1,58 pb à $\sqrt{s} = 8$ TeV et 3,75 à $\sqrt{s} = 13$ TeV. Il s'agit du second mode de production du Higgs le plus probable.

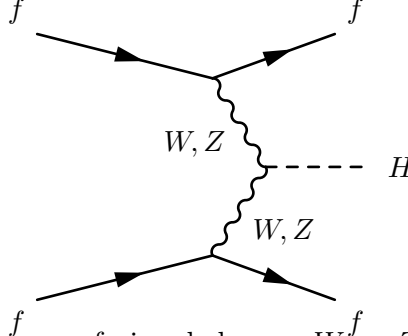


FIGURE 3 – Production d'un Higgs par fusion de bosons W ou Z virtuels échangés entre deux fermions.

3.2.3 Higgs Strahlung ($f\bar{f} \rightarrow WH$ ou ZH)

La section efficace totale pour ce processus est $\sigma = \sigma_W + \sigma_Z = 0,7 + 0,4 = 1,1$ pb à $\sqrt{s} = 8$ TeV et $\sigma = 2,3$ à $\sqrt{s} = 13$ TeV

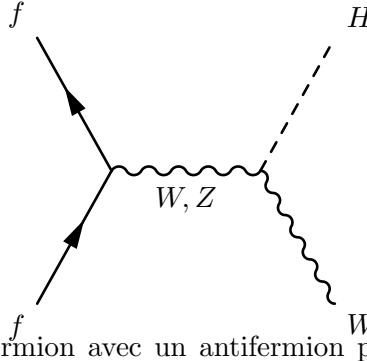
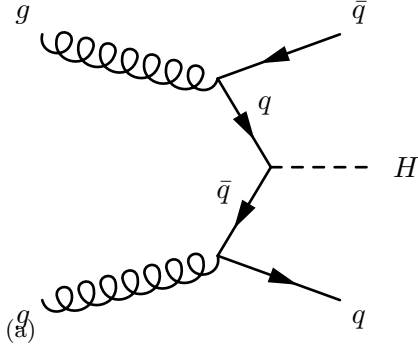
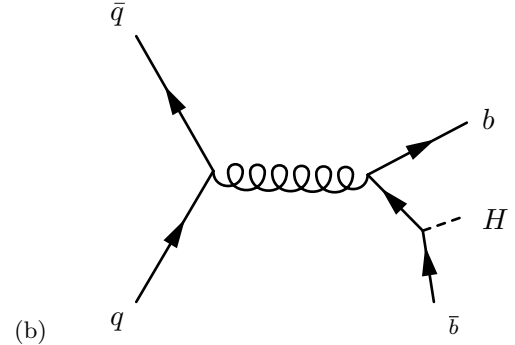


FIGURE 4 – La collision d'un fermion avec un antifermion peut produire un boson W ou Z pouvant émettre un H .

3.2.4 Top/bottom fusion (ex : $gg \rightarrow q\bar{q}H$, $q = t, b$)



(a) Ici, deux gluons produisent deux paires $t\bar{t}$ ou $b\bar{b}$. Une d'entre elles fusionne et produit un H . Il s'agit d'un processus mineur ($\sigma = \sigma_b + \sigma_t = 0,20 + 0,13 = 0,33$ pb à 8 TeV et $\sigma = \sigma_b + \sigma_t = 0,6 + 0,6 = 1,2$ pb à 14 TeV)



(b) Un autre exemple de production $q\bar{q}H$ (ici $q\bar{q} \rightarrow b\bar{b}H$)

Ces processus sont l'objet d'une attention particulière, malgré leur faible section efficace. En effet, ils introduisent un couplage direct entre H et des quarks lourds. L'intensité de ce couplage étant proportionnelle à la masse des quarks, elle est très forte dans le cas des top. Etudier ces événements permettrait donc une mesure directe du couplage H - fermion à des masses élevées. [3]

On peut penser *a priori* que le processus du diagramme (2) présente le même intérêt, mais la présence d'une boucle virtuelle le rend moins précise la détermination des constantes de couplage.

1

3.2.5 Section efficace totale $pp \rightarrow H$

\sqrt{s} (TeV)	$\sigma_{pp \rightarrow H}$ (pb)
7	17,5
8	22,3
13	50,9
14	58,0

FIGURE 6 – Section efficace totale pour le processus $pp \rightarrow H$ en fonction de l'énergie des faisceaux. Augmenter l'énergie augmente σ_H de façon significative.

3.3 Désintégration

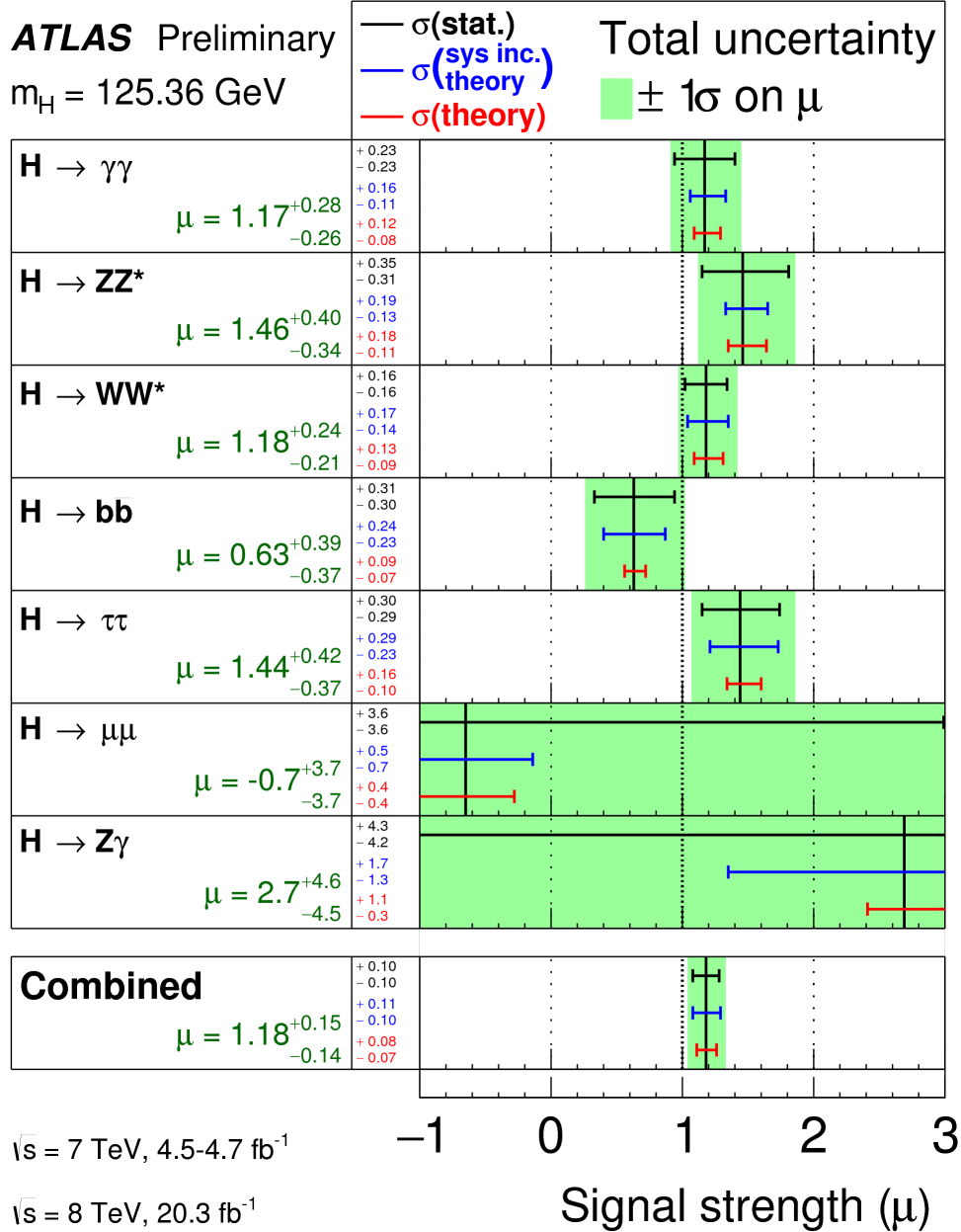
Type	Exemple	Ratio de branche
$H \rightarrow \text{fermions}$	$H \rightarrow b\bar{b}$	57,7 %
	$H \rightarrow \tau^+\tau^-$	6,4 %
	$H \rightarrow \mu^+\mu^-$	0,02 %
$H \rightarrow \text{bosons de jauge}$	$H \rightarrow W^\pm W^\mp^*$	21,5 %
	$H \rightarrow ZZ^*$	2,63 %
	$H \rightarrow \gamma\gamma$	0,23 %

FIGURE 7 – Différents modes de désintégration possibles pour le Higgs, ainsi que leur probabilité respective.

3.4 Produits de désintégration et choix de méthode d'observation

Pour rechercher le Higgs, on recherche des particules détectables issues de sa désintégration dont on peut mesurer avec une assez bonne précision les paramètres cinématiques. On peut alors déterminer la masse de la particule dont elles sont les produits à l'aide de ses paramètres, ou encore vérifier que la distribution des produits de désintégration correspond à celles attendues pour une masse du Higgs donnée dans le Modèle Standard.

FIGURE 8 – Résultats de l'expérience Atlas sur la détection du Higgs à travers sa désintégration par différents modes. Les signaux extraits sont comparés aux valeurs attendues selon le Modèle Standard.



3.4.1 $H \rightarrow \gamma\gamma$

La désintégration du Higgs en deux photons est une méthode d'observation privilégiée. Bien que le ratio associé à cette branche soit très faible (2 pour 1000), ce qui implique que peu de Higgs formés seront observables de cette façon, il est plus facile de détecter de tels photons avec une grande précision sur leur énergie et direction. La connaissance précise de

l'impulsion de la paire de photons permet alors de remonter à la masse d'un Higgs dont ils seraient issus simplement (il s'agit de la masse invariante du système formé par la paire). Un inconvénient de ce canal est qu'il n'aurait pas permis de détecter un Higgs lourd (> 200 GeV).

Puisque le photon est de masse nulle, il ne se couple pas directement au Higgs : la désintégration en deux photons nécessite donc une particule virtuelle intermédiaire, ce qui la défavorise devant d'autres processus¹.

\sqrt{s} (TeV)	$\sigma_{pp \rightarrow H \rightarrow \gamma\gamma}$ (fb)
7	40
8	51
13	117
14	133

FIGURE 9 – Sections efficaces associées à la désintégration d'un Higgs en $\gamma\gamma$, en fonction de l'énergie du faisceau.

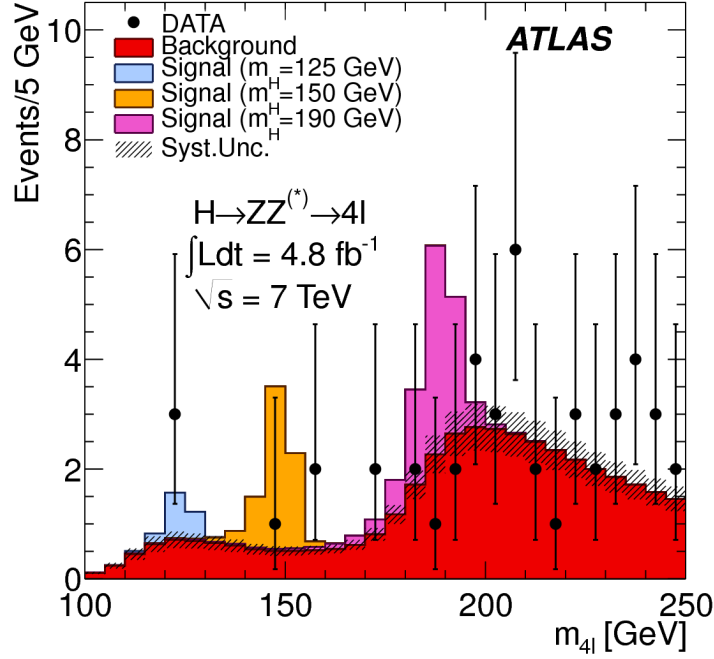
3.4.2 $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow \ell\ell\ell\ell$

Une autre voie privilégiée est la désintégration d'un H en une paire de ZZ^* puis 4 leptons ($4e$, 4μ ou $2e2\mu$). Bien que la section efficace totale d'un tel processus soit encore inférieure à celle de la voie $\gamma\gamma$ aux alentours de 125 GeV (la probabilité qu'un Z se désintégrant en paire ee ou $\mu\mu$ étant de 3,4 % seulement), cette méthode est très intéressante en raison d'un excellent rapport signal/bruit et d'une précision correcte sur la masse reconstruite. De plus, dans l'hypothèse d'un Higgs lourd, les désintégrations d'un Higgs en paire de Z deviennent très probables, et le bruit de fond très faible.

\sqrt{s} (TeV)	$\sigma_{pp \rightarrow H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\ell}$ (fb)
7	2,2
8	2,7
13	6,2
14	7,0

FIGURE 10 – Sections efficaces associées à la désintégration d'un Higgs en ZZ^* puis 4ℓ , en fonction de l'énergie du faisceau.

FIGURE 11 – Signal et bruit de fond attendus pour différentes masses du Higgs dans le canal 4ℓ . [2]



3.4.3 $H \rightarrow b\bar{b}$

Le canal $H \rightarrow b\bar{b}$ semble intéressant à première vue du fait d'un important ratio de branche. Cependant, ceux-ci sont détectés via les jets hadroniques qu'ils produisent, lesquels sont sujets à un important bruit de fond.

3.4.4 $H \rightarrow \tau^+\tau^- \rightarrow \ell\ell, \ell\text{-jet ou jet-jet}$

La désintégration d'un H en paire $\tau^+\tau^-$ offre une autre voie d'observation du Higgs. Elle pose cependant des difficultés : les particules τ ne sont pas détectables directement. Elles sont donc reconstruites à partir de leurs produits de désintégrations. Ces produits sont des hadrons (identifiables par des 'jets') dans 65 % des cas environ et des leptons dans les 35 % des cas restants. Cela implique une reconstruction à partir d'au moins un jet dans 90 % des cas, qui sont soumis à un bruit de background important. De plus, au moins un neutrino est émis (en vertu de la conservation du nombre tauonique) lors d'une désintégration d'un τ , et un de plus lorsqu'il se désintègre en un autre lepton, ce qui pose problème pour la reconstruction des masses et impulsions puisque les neutrinos ne sont pas détectables.

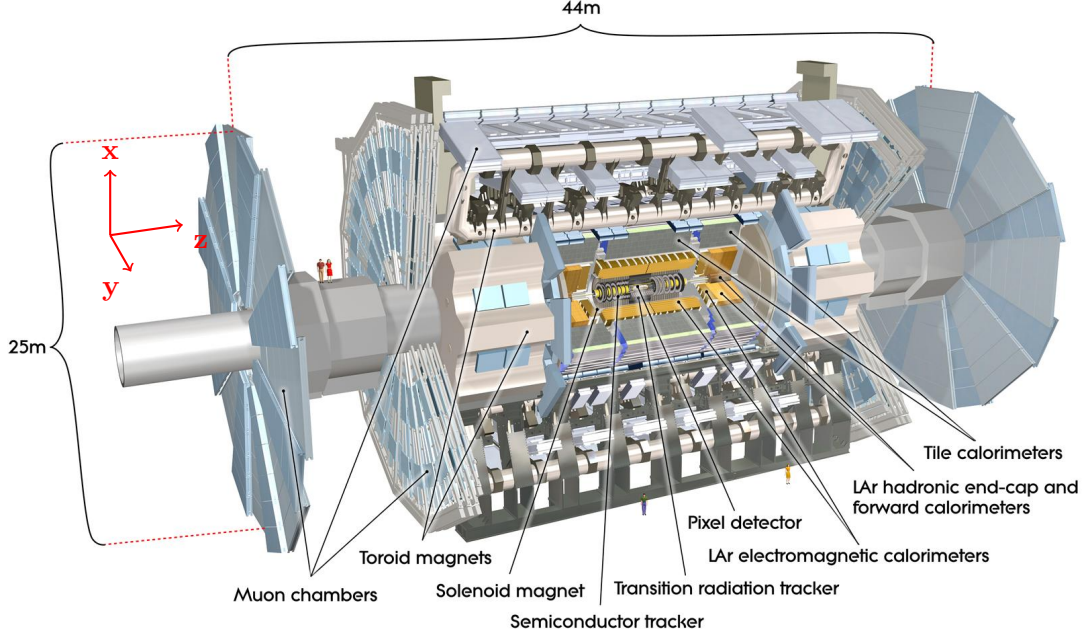
4 Atlas

4.1 Généralités

Atlas fait partie des expériences principales situées sur le LHC aux côtés (entre autres) de CMS, ALICE et LHCb. Son objectif est de confirmer les dernières prédictions non testées du Modèle Standard (Higgs) ou encore la recherche de preuves de supersymétrie et de nouvelle physique. Avec CMS, cette expérience a effectivement permis la découverte du boson de Higgs en 2013.

4.2 Détecteurs

FIGURE 12 – Schéma du détecteur Atlas



4.2.1 Structure

Atlas est constitué de plusieurs sous structures principales disposées les unes autour des autres : le détecteur de trace, les calorimètres, et le dispositif de détection des muons. Divers aimants sont également disposés de sorte à pouvoir discriminer les particules dans le détecteur en fonction de leur charge.

On définit le plan transverse comme le plan normal à l'axe des faisceaux de protons (axe z). De plus, pour un vecteur donné, on définit l'angle θ comme l'angle entre ce vecteur l'axe z , l'angle ϕ comme l'angle entre la projection du vecteur dans le plan transverse et l'axe x et enfin la pseudo rapidité η :

$$\eta = -\ln \tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \quad (3)$$

4.2.2 Tracking, détermination de la charge et de l'impulsion

Le détecteur de trace (inner-detector), au plus proche des collisions, est constitué de trois sous-détecteurs : le **Pixel detector**, le **Semiconductor Detector** et le **Transition radiaon detector**. Dans les deux premiers détecteurs, le passage d'une particule chargée crée des paires électrons-trous qui créent un courant mesurable sous l'influence d'un champ électrique. Le **Transition radiaon detector** détecte le passage des particules par ionisation d'un gaz. Il permet de plus de détecter les photons émis par rayonnement de transition lorsqu'une particule traverse successivement des milieux d'indices différents, ce qui donne une mesure directe de son facteur de Lorentz γ .

Le champ magnétique uniforme et normal au plan transverse régnant dans le détecteur intérieur grâce au **Solenoid Magnet** courbe la trajectoire des particules chargées. En fonction des points de détection obtenus grâce à ces détecteurs il est possible de reconstruire les traces des particules et leur charge à partir du sens de la courbure ainsi que leur impulsion (à partir du rayon de courbure) :

$$R_c = \frac{\gamma m v_{\perp}}{q B_0} = \frac{p_T}{q B_0} \quad (4)$$

4.2.3 Détermination de l'énergie et de la nature des particules

La mesure de l'énergie des particules se fait à l'aide de deux calorimètres : un calorimètre électromagnétique (**LAr Electromagnetic Calorimeter**), et le calorimètre hadronique. Les particules susceptibles d'interagir avec ces calorimètres génèrent des "douches". Celles-ci sont reconstruites pour remonter à l'énergie et la direction de la particule d'origine.

Les muons n'interagissent pas avec ces détecteurs : ils sont mesurés à l'aide d'un dispositif externe (Muon spectrometer), qui repose en partie sur le tracking par rayon de courbure magnétique, à l'aide d'un champ intense mais complexe imposé par les **Toroid Magnets**.

Enfin, la conception hermétique du détecteur lui donne la possibilité d'évaluer l'énergie transverse manquante associée à un événement, ce qui permet d'assimiler cette énergie à des particules produites qui n'ont pas interagit avec les détecteurs (probablement des neutrinos).

4.3 Performances

La portée des résultats physiques de l'expérience repose entre autres sur les performances du détecteur. Ces performances concernent la qualité des données (résolution élevée, erreurs faibles) et de quantité (peu d'événements "perdus"). Elles peuvent être évaluées expérimentalement ou anticipées grâce à des modèles. Ici, on utilise des données issues de simulation Monte-Carlo afin d'estimer quantitativement les performances des détecteurs qui sont importantes pour l'étude des événements $H \rightarrow \gamma\gamma$.

4.3.1 Résolution en énergie du calorimètre EM

Plusieurs facteurs limitent la résolution en énergie du calorimètre. Celle-ci peut être évaluée de la façon suivante :

$$\frac{\sigma_E}{E} \simeq \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus \frac{b}{E} \oplus c \quad (5)$$

Le terme $\propto a$ représente l'erreur d'origine statistique. Lorsque qu'une particule traverse le calorimètre et génère une gerbe, le nombre de dépôts d'énergie relevés N est proportionnel à l'énergie E . L'erreur d'origine aléatoire relative sur le nombre de dépôts étant de l'ordre de \sqrt{N}/N , elle est répercutée en une erreur relative sur l'énergie de la forme $\sqrt{E}/E = 1/\sqrt{E}$.

Le terme représente b le bruit électronique et c les erreurs constantes de non-linéarité/calibration.

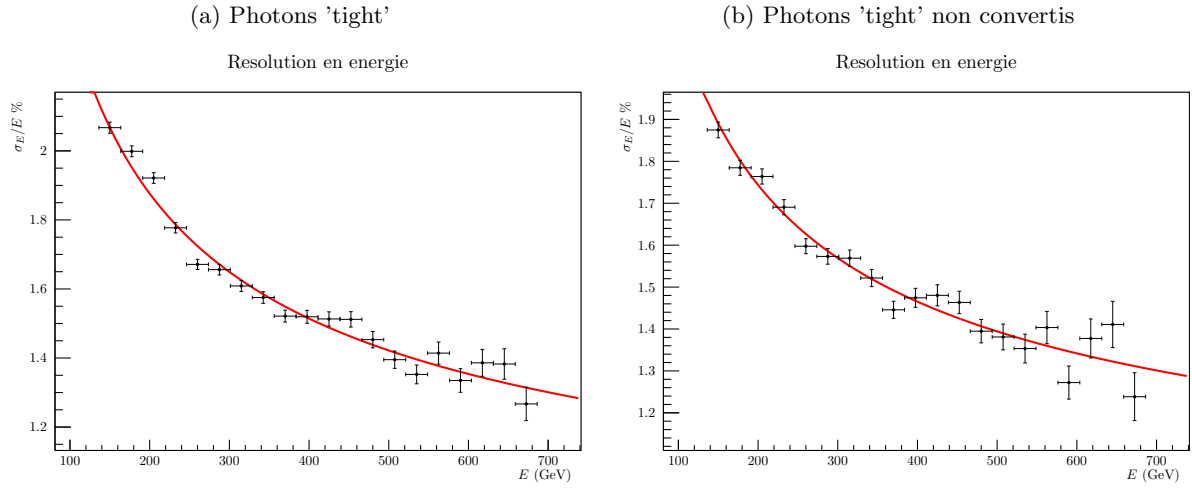
Aux énergies qui nous intéressent (> 10 GeV), le bruit électronique est négligeable ($b \sim 100$ MeV) et la résolution devient :

$$\frac{\sigma_E}{E} \sim \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus c \quad (6)$$

A l'aide des simulations Monte-Carlo, on estime la résolution en énergie en fonction de l'énergie des photons mesurés, afin de vérifier si ce comportement est bien reproduit. Pour cela, on compare les données vraies aux données telles qu'elles devraient être reconstruites par le détecteur. (figures 13, 14a et 14b).

Photons convertis inclus	η	$a(\% \cdot \text{GeV}^{1/2})$	$c(\%)$
Oui	tous	18 ± 1	$0,6 \pm 0,1$
Non	tous	13 ± 1	$0,8 \pm 0,1$
Oui	$ \eta < 1$	10 ± 1	$0,9 \pm 0,1$
Oui	$ \eta > 1,5$	13 ± 2	$1,8 \pm 0,2$

FIGURE 13 – Pour plusieurs bandes d'énergie, on calcule l'écart entre les données vraies et reconstruites à partir d'une simulation. On obtient les paramètres a et c après fit de $E \mapsto \sigma_E(E)$.



4.3.2 Efficacité de reconstruction $\gamma\gamma$

Il est nécessaire de tester l'efficacité du détecteur (c'est-à-dire sa capacité à détecter et reconstruire des événements) pour plusieurs raisons :

- Cela permet d'estimer la possibilité d'établir des conclusions physique pour une taille d'échantillon donnée
- Cela peut renseigner sur l'influence de certains paramètres sur les performances des détecteurs et éventuellement de corriger des biais

On compare donc (sur des données simulées) le taux d'événements diphoton reconstruits et passant certains critères de qualité minimum. ('tight')

FIGURE 15 – Efficacité de sélection ε des paires de photons 'tight' en fonction de η . La zone de « crack » est bien apparente sur cette figure.

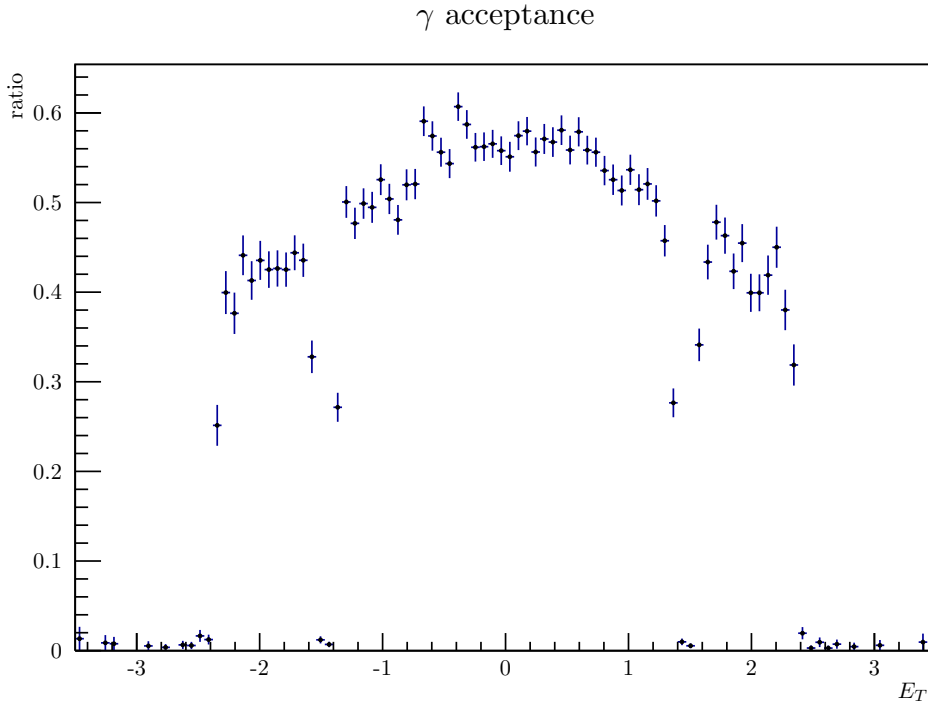


FIGURE 16 – Efficacité de sélection ε des photons en fonction de l'énergie transverse E_T .

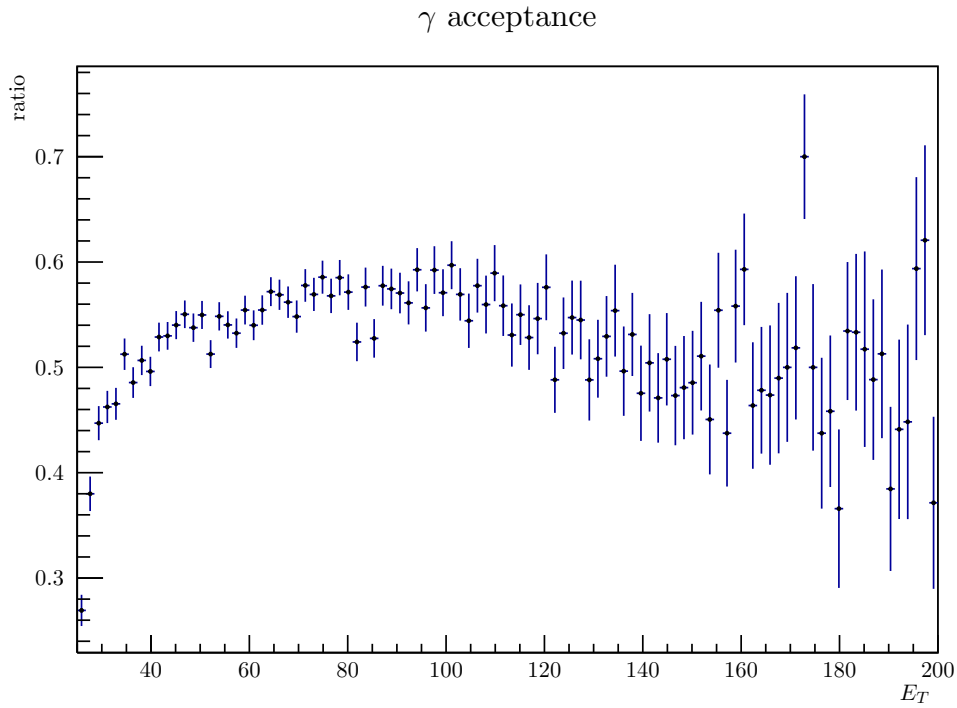


FIGURE 17

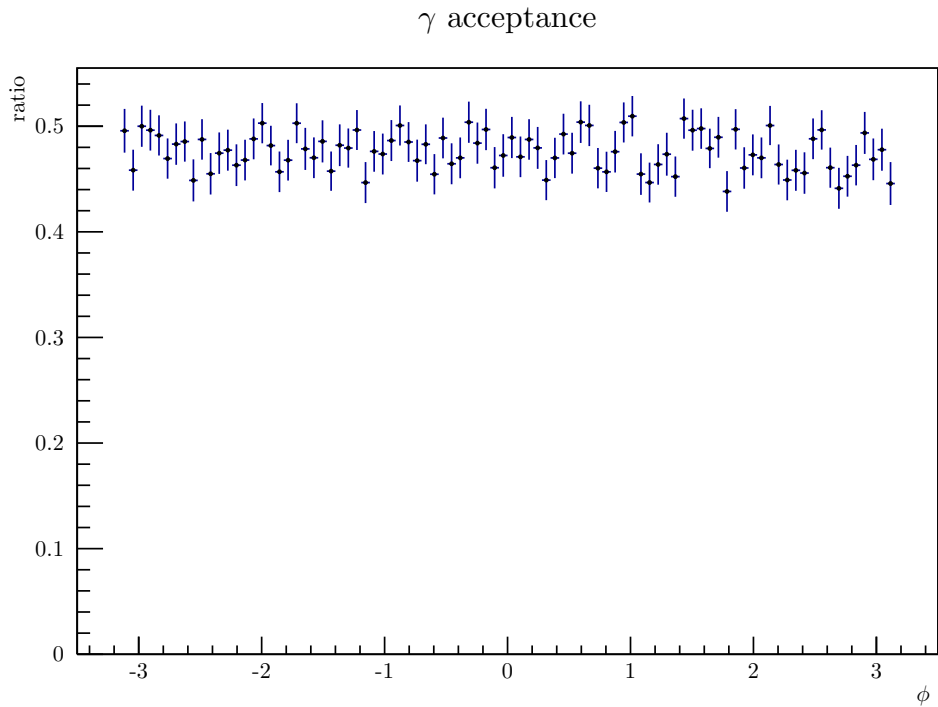


FIGURE 18 – Efficacité de sélection des photons en fonction de ϕ . On constate que celle ci est constante sur $[-\pi, \pi]$ ce qui est attendu pour des raisons de symétrie.

On trouve une efficacité de reconstruction des paires diphotons avec un critère tight $\varepsilon = 0,41$.

5 Etude des données d'Atlas du run 1

5.1 Etude de données simulées

Afin de mieux comprendre les caractéristiques du signal attendu et les celles du détecteur, on travaille sur un échantillon de données comprenant des évènements simulés (méthode de Monte Carlo) et les évènements associés tels qu'ils seraient reconstruits par Atlas.

L'échantillon étudié ici se restreint à la production de ZH et à leur désintégration.

Dans ce cas, on s'intéresse d'une part aux paires de photons issues des désintégrations de Higgs, et aux paires de leptons (e^+e^- , $\mu^+\mu^-$)

5.2 Calcul de la masse invariante d'un système à deux particules.

En connaissant l'énergie des photons produits de la désintégration du Higgs selon la forme $H \rightarrow \gamma\gamma$, on peut retrouver sa masse. Elle est en effet égale à la masse invariante du système

$$m_{\text{inv}}^2 = E^2 - \mathbf{p}^2 \quad (7)$$

Pour deux photons, ou par approximation pour des particules très énergétiques², $E_{\gamma_1} = p_{\gamma_1}$ et $E_{\gamma_2} = p_{\gamma_2}$, et alors :

$$m_{\gamma\gamma}^2 = 2(p_{\gamma_1}p_{\gamma_2} - \mathbf{p}_{\gamma_1} \cdot \mathbf{p}_{\gamma_2}) \quad (8)$$

Soit, en travaillant en coordonnées (η, ϕ) :

$$m_{\gamma\gamma}^2 = 2E_{\gamma_1}^T E_{\gamma_2}^T [\cosh(\eta_{\gamma_1} - \eta_{\gamma_2}) - \cos(\phi_{\gamma_1} - \phi_{\gamma_2})] \quad (9)$$

Il s'agit alors de calculer cette masse pour tous les évènements contenant une paire de photons susceptible d'être issue d'un Higgs.

Puisque cette relation est vraie y compris pour des particules massives à haute énergie, on peut déterminer la masse du Z à partir des impulsions des leptons issus de sa désintégration.

Afin de déterminer l'impact de la limite en résolution énergétique et angulaire, on estime $\Delta m_{\gamma\gamma}$, en négligeant l'erreur sur ϕ :

$$\Delta m_{\gamma\gamma} \simeq m_{\gamma\gamma} \left(\frac{\sigma_{E_1}}{E_1} + \frac{\sigma_{E_2}}{E_2} \right) + \frac{E_1 E_2 \sinh|\eta_1 - \eta_2|}{m_{\gamma\gamma}} (\sigma_{\eta_1} + \sigma_{\eta_2}) \quad (10)$$

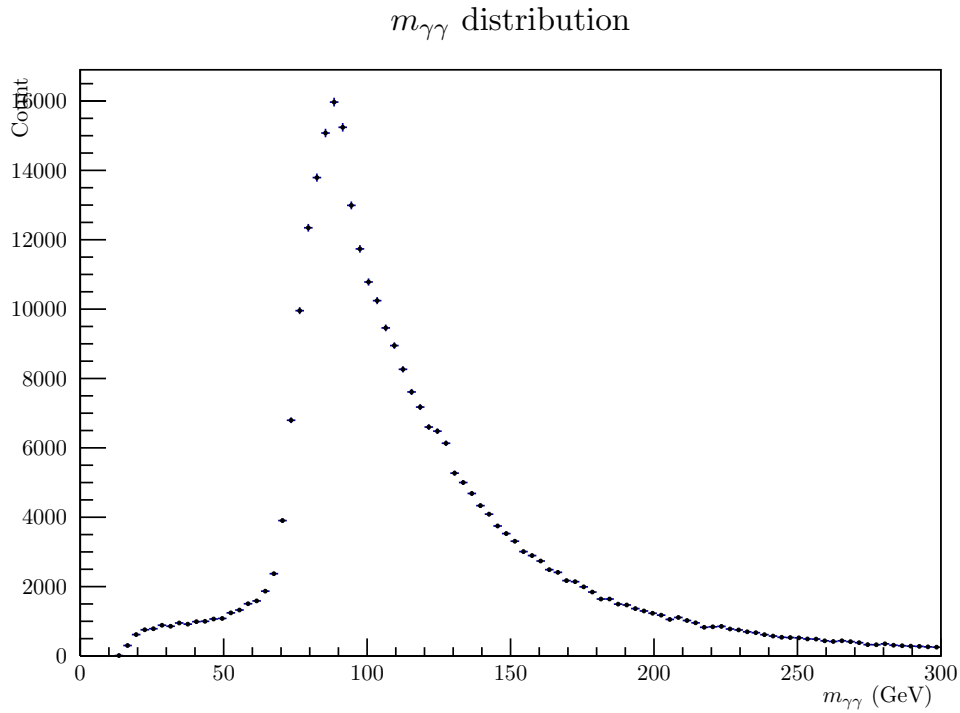
Si un ordre de grandeur suffit :

$$\Delta m_{\gamma\gamma} \sim 2m_{\gamma\gamma} \left(\frac{\sigma_E}{E} + \sigma_\eta \right) \quad (11)$$

5.3 Calcul sur les évènements du Run 1

On sélectionne les évènements contenant des paires de photons 'tight' d'énergie supérieure à 25 GeV lors de la phase à 8 TeV du run 1 ($\int L dt = 20,3 \text{ fb}^{-1}$). On obtient un échantillon de 310 000 évènements pour lequel on calcule la distribution de masse invariante $m_{\gamma\gamma}$. On obtient le résultat suivant :

FIGURE 19 – Distribution $m_{\gamma\gamma}$. On observe un bruit important avec un pic aux alentours de 90 GeV (Z). Le signal correspondant au Higgs est à première vue difficilement distinguable. ($\sqrt{s} = 8$ TeV, $\int Ldt = 20,3 \text{ fb}^{-1}$)

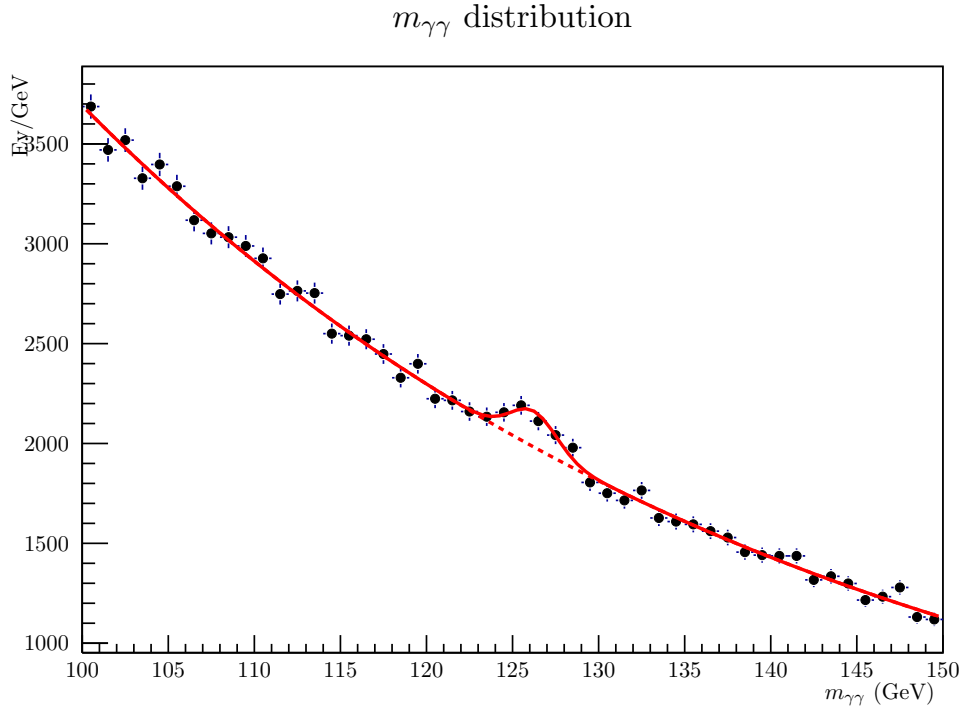


Afin d'extraire le signal correspondant au Higgs, on se restreint à la plage où il est attendu (100 - 150 GeV). Le 'background' y suit une forme exponentielle. On en réalise alors un fit sur une zone où le signal est considéré nul : ici on a choisi $[100;120] \cup [130;150]$. On obtient une fonction de la forme $\text{background} = m_{\gamma\gamma} \mapsto \exp(\xi + \epsilon m_{\gamma\gamma})$.

Puis, sur la plage complète $([100, 150])$, on réalise un fit des données à partir d'une fonction de la forme signal+background : $m_{\gamma\gamma} \mapsto A \exp(-(m_{\gamma\gamma} - m_H)^2 / 2\Gamma_H^2) + \exp(\xi + \epsilon m_{\gamma\gamma})$

On obtient la figure suivante :

FIGURE 20 – Distribution $m_{\gamma\gamma}$ et fit background+signal. ($\sqrt{s} = 8$ TeV, $\int Ldt = 20,3 \text{ fb}^{-1}$)



On peut en déduire les paramètres physiquement intéressants suivants :

Paramètre	Valeur	Erreur
m_H	126,3 GeV	0,3 GeV
Γ_H	1,3 GeV	0,4 GeV
A	180 GeV^{-1}	30
$N = \sqrt{2\pi}\Gamma_H A$	586	200

La valeur m_H est la masse du Higgs ainsi mesurée. La valeur σ doit correspondre à la largeur du signal, mais elle est bien supérieure à la valeur théorique. Aux énergies considérées (environ 100 GeV), $\sigma_\eta \sim 0,3\%$ [4] et $\sigma_E \sim 1,5\%$, soit une incertitude $\Delta m_{\gamma\gamma}$ d'environ 2 GeV, du même ordre de grandeur que la largeur mesurée, qui peut donc être considérée comme égale à l'erreur $\Delta m_{\gamma\gamma}$.

Puisque l'on connaît la luminosité intégrée ayant conduit à ces données, on peut estimer le nombre d'événements $H \rightarrow \gamma\gamma$ attendus :

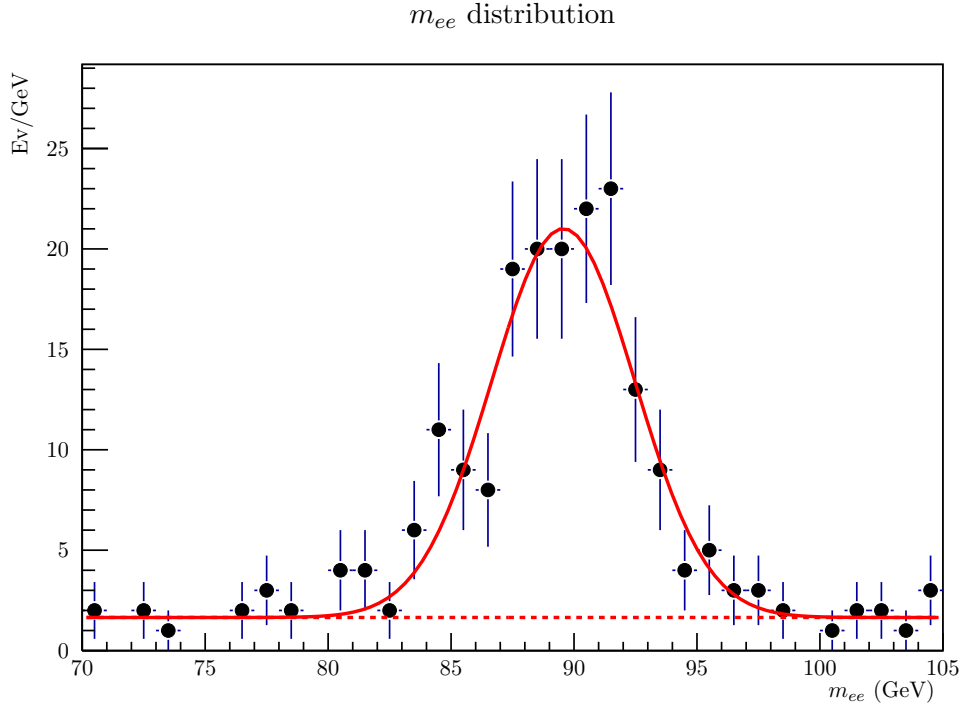
$$N_{att} = \varepsilon\sigma \int Ldt = 0,41 \times 51 \times 10^{-15} \times 20,3 \times 10^{15} = 424 \quad (12)$$

Ceci est donc bien compatible avec le résultat expérimental $N = 586 \pm 200$.

5.4 Masse du Z

On s'intéresse cette fois aux événements comprenant une paire e^+e^- (et deux photons 'loose'). On calcule la masse invariante de la paire d'électrons et on obtient le graphe 21, après un fit du signal sous forme gaussienne et un bruit uniforme.

FIGURE 21 – Distribution m_{ee} et fit sur un intervalle où le signal domine (background plat).



On trouve alors $m_Z = 89,6 \pm 0,3$ GeV alors que la valeur attendue est de 91,2 GeV et $\Gamma_Z = 2,9 \pm$ à comparer à la valeur théorique $\Gamma_{SM}^2 = 2,5$ GeV.

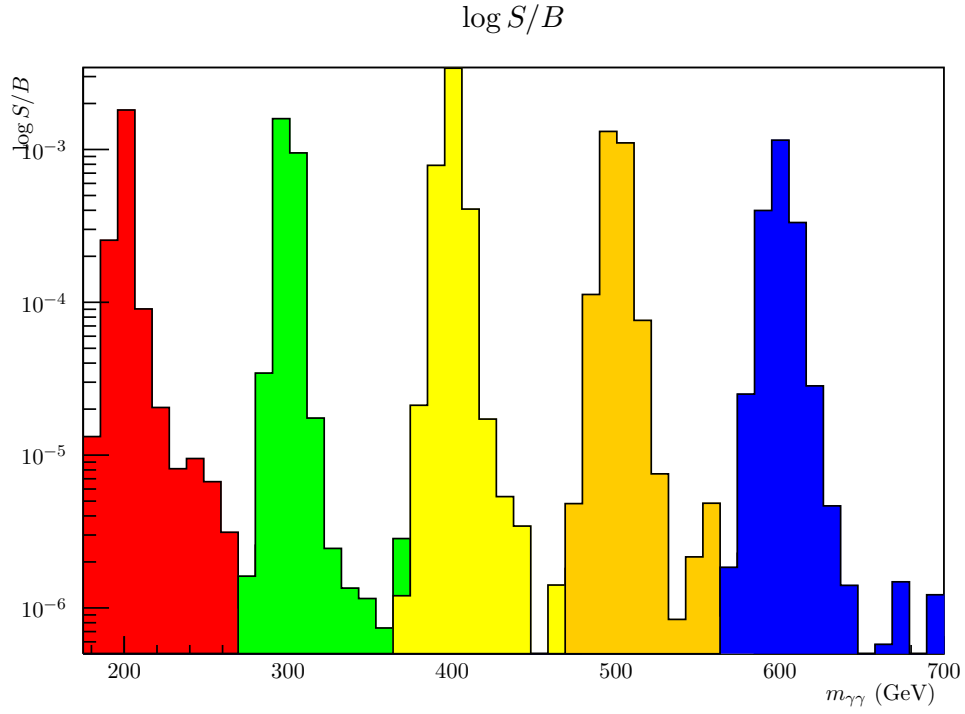
On peut expliquer la différence entre la largeur théorique et la largeur mesurée. On s'attend à une largeur de la forme $\Gamma_{exp} \sim \sqrt{(\Delta m_{\gamma\gamma})^2 + \Gamma_{SM}^2}$. Les performances de résolution en énergie et directions étant similaires pour les électrons et photons dans le cas $H \rightarrow \gamma\gamma$ et $Z \rightarrow e^+e^-$, on peut considérer que $\Delta m_{\gamma\gamma}$ vaut environ 1,3 GeV également, donc la valeur de Γ_{exp} attendue est de 2,8 GeV ce qui est proche de la valeur trouvée (2,9 GeV).

5.5 Recherche de résonances à des masses supérieures

5.5.1 Hypothèse $m_H > 125$ GeV selon le Modèle Standard

En connaissant les sections efficaces et ratios de branche du Higgs en fonction de sa masse, et en extrapolant le fit de bruit de fond mesuré à des masses élevées, on peut estimer le ratio signal/bruit de fond pour des scénarios avec un boson de Higgs plus lourd. Cela permet de montrer que le canal $H \rightarrow \gamma\gamma$ n'est pas approprié à la détection de Higgs lourd. Sur la figure 22, on peut en effet constater que le ratio S/B ne dépasse pas 0,01. De plus, le run 1 du LHC n'aurait produit qu'environ 8 événements $H \rightarrow \gamma\gamma$ pour $m_H = 200$ GeV (et aucun pour 300+GeV).

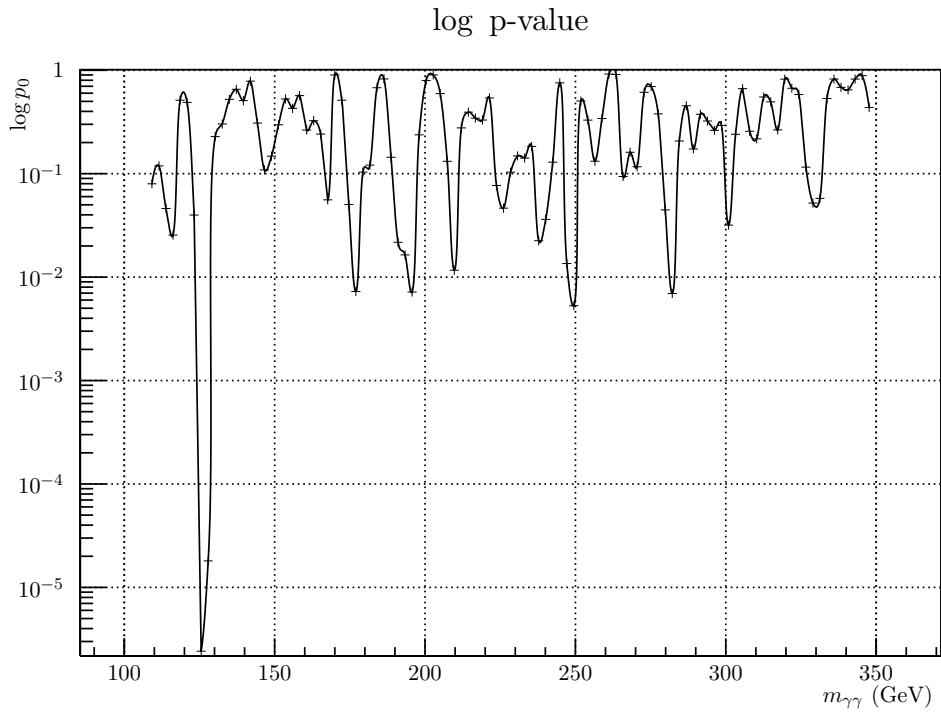
FIGURE 22 – Pour $\sqrt{s} = 8$ TeV, on calcule le rapport entre le signal attendu (monte-carlo) et le bruit de fond, pour $m_H = 200, 300, 400, 500$ et 600 GeV.



5.5.2 Recherches de résonances supplémentaires

On souhaite vérifier qu'il n'existe aucune autre fluctuation significative du bruit pouvant correspondre à un signal pertinent. On recherche des résonances de faible largeur ($\Gamma \sim \text{GeV}$), en comparant les fluctuations de $m_{\gamma\gamma}$ sur des fenêtres d'une largeur de $\pm 2\Gamma$ au background. On en déduit la p-value associée à l'hypothèse d'une absence de signal (fig. 23).

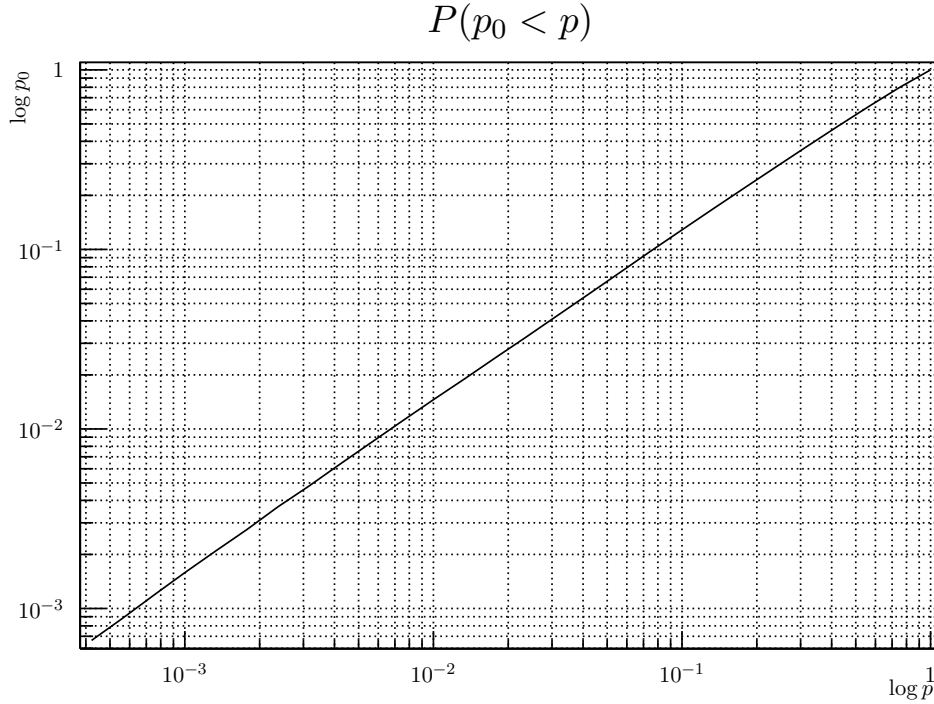
FIGURE 23 – p-value associée à l’hypothèse signal nul. On observe un minimum aux alentours de 125 GeV (correspondant au Higgs). Aucune fluctuation significative n’est repérable pour d’autres masses.



Afin de vérifier qu’en dehors du signal du Higgs les écarts sont bien compatibles avec des fluctuations statistiques, on réalise une simulation avec l’algorithme précédent sur un background exponentiel sans signal mais comprenant des fluctuations statistiques.

On trouve en outre que la probabilité d’observer au moins 4 p-value (dans les conditions précédentes) inférieures à 0,01 est de 11 %. Les pics à 0,01 à 180, 200, 250 et 270 GeV sont donc compatibles avec des fluctuations statistiques.

FIGURE 24 – Probabilité pour une p-value p_0 obtenue d'être inférieure à p



Références

- [1] Higgs cross sections and decay branching ratios. https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/LHCPhysics/CrossSections#Higgs_cross_sections_and_decay_b, 2014. [Online].
- [2] G. Aad, B. Abbott, J. Abdallah, S. Abdel Khalek, A. A. Abdelalim, A. Abdesselam, O. Abdinov, B. Abi, M. Abolins, O. S. Abouzeid, and et al. Search for the Standard Model Higgs boson in the decay channel $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$ with 4.8 fb^{-1} of pp collision data at $\sqrt{s}=7 \text{ TeV}$ with ATLAS. *Physics Letters B*, 710 :383–402, April 2012.
- [3] Jung Chang, Kingman Cheung, Jae Sik Lee, and Chih-Ting Lu. Probing the top-yukawa coupling in associated higgs production with a single top quark, 2014.
- [4] J. Colas, L. Di Ciaccio, M. El Kacimi, M. Gaumer, R. Sacco, et al. Position resolution and particle identification with the ATLAS EM calorimeter. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 550 :96–115, September 2005.

Notes

¹Pour obtenir la probabilité de transition entre deux états, une étape est d'évaluer tous les chemins de transitions possibles ainsi que leur poids (leur contribution) respectif. Le poids d'un processus peut être évalué à l'aide des diagrammes de feynman. A chaque « sommet »(vertex) reliant plusieurs particules, on associe un facteur de couplage. A chaque particule, on associe de plus un facteur de propagation (dont la forme dépend du type de la particule considérée). Dans les figures (2) et (5a), le poids des processus est toujours proportionnel au couplage entre le Higgs et le top et au carré du couplage gluon-top. La différence réside dans les propagateurs. Le propagateur pour un fermion d'impulsion p^μ est proportionnel à :

$$\frac{1}{p_\mu p^\mu - m^2 + i\epsilon} \quad (13)$$

Si, dans le diagramme (5a), l'impulsion p des top intermédiaires est fixée par conservation à chaque vertex de l'impulsion, ce n'est pas le cas dans le diagramme (2) où l'impulsion totale peut être répartie d'une infinité de façons au sein de la boucle. Il faut donc sommer sur toutes les

valeurs possible de l'impulsion des quarks top virtuels, qui ne vérifient pas l'égalité $p_\mu p^\mu = m^2$. Or, les chemins pour lesquels cette égalité n'est pas vérifiée sont défavorisés (d'après la forme du propagateur pour un fermion).

²Ici, les particules les plus massives utilisées dans les calculs de masse invariante sont les muons, or $m_\mu = 100 \text{ MeV} \ll 10 \text{ GeV}$, l'ordre de grandeur des énergies des particules considérées